

ились в процессе переработки исходной руды, показывают, что в исходном концентрате содержание нептуния превышало  $10^{-11}$  вес.%. Такая примесь нептуния, по-видимому, соответствует количеству технологического нептуния на Земле.

Данные, полученные в настоящей работе, должны привлечь внимание авторов, исследующих слабые активности земных пород, на возможность маскировки настоящего эффекта или даже имитирования эффекта техногенным нептунием. Слабые активности и большая толщина образцов приводят к большим статистическим ошибкам и к уширению спектра. Если также и возможную нестабильность аппаратуры, которая может проявиться при многосуюточных измерениях (это видно на примере двух спектров, представленных Чердынцевым и др. [7]), то становится ясным, что все три фактора могут дать в сумме довольно большую погрешность в измерении энергии  $\alpha$ -частиц. Недостаточно точно определенная энергия и отсутствие информации о времени жизни дают возможности необоснованных выводов. Применение метода  $X$ -совпадений, по нашему мнению, исключает возможность.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Г. Н. Флорову за предложение данной темы и постоянный к ней интерес. Авторы благодарят Д. Маслова за помощь в работе.

Поступило в Редакцию 17/VIII 1970 г.  
В окончательной редакции 10/XI 1970 г.

## Нейтронно-резонансная установка с центральным расположением источника

Б. С. ВАХТИН, Е. М. ФИЛИППОВ

В работах [1–2] приведены результаты исследования по применению нейтронно-резонансного метода определения в пробах серебра, золота, индия, бора и других элементов. Источник нейтронов в этом помещался в замедлителе вне пробы.

Для экспрессного определения бора авторами данной работы разработана нейтронно-резонансная установка (НРУ) с центральным расположением источника (рис. 1). Целесообразность использования НРУ для определения высоких концентраций бора обоснована в работе [3]. Источник нейтронов в НРУ устанавливается внутри цилиндрического активатора, который в свою очередь помещается внутри цилиндрической кассеты, окруженной замедлителем. Наведенная активность активатора возникает под действием нейтронов, потерявших свою энергию в замедлителе, прошедших через пробу. Установка состоит из блоков *1*, представляющего собой куб из оргстекла 50 см. В блоке имеется горизонтальный канал, который помещается каретка *2*, изготовленная также из оргстекла. В средней части каретки проходит вертикальный канал, покрытый внутри кадмием ( $\sim 1$  мм), который помещается цилиндрическая кассета *3* с пробой. Расстояние между стенками кассеты (толщина слоя проб) 5 мм, высота кассеты 95 мм. Цилиндрический активатор *4* изготовлен из серебряной фольги толщиной 1 мм. Его диаметр  $\sim 49$  мм, высота 85 мм. В нижней части канала каретки установлен кадмийевый коль-

## ЛИТЕРАТУРА

1. J. Joly. Naturwiss., 12, 693 (1924).
2. M. Ziegert. Z. Phys., 46, 668 (1928).
3. J. Schintelmeister. Sitzungsber. Österr. Akad. Wiss., 144 IIA, 475 (1935).
4. G. Seaborg, I. Perlman. J. Amer. Chem. Soc., 70, 1571 (1948).
5. D. Perrard. J. Amer. Chem. Soc., 74, 60 (1952).
6. В. В. Чердынцев, В. Ф. Михайлов. «Геохимия», 1, 1 (1963).
7. В. В. Чердынцев и др. «Геохимия», 4, 395 (1968).
8. R. Cherrug, K. Richardson, J. Adams. Nature, 202, 639 (1964).
9. R. Gentry. Appl. Phys. Letters, 8, 65 (1966).
10. R. Gentry. Bull. Amer. Phys. Soc., 12, 32 (1967).
11. C. Levine, G. Seaborg. J. Amer. Chem. Soc., 73, 3278 (1951).
12. W. Davis, J. Mewharter. Geochim. Cosmochim. Acta, 26, 681 (1962).
13. H. Meier et al. Z. Naturforsch., 25, 79 (1970).
14. Ю. А. Музычка, В. В. Пашкевич, В. М. Струтинский. ОИЯИ, Р7-3733, Дубна, 1968; S. Nilsson et al. Nucl. Phys., A115, 545 (1968).
15. C. Ledeger, J. Holland, I. Perlman. Table of Isotopes. Edit. J. Wiley, 1967.

УДК 543.53

цевой диск толщиной 1 мм с серебряным покрытием 0,1 мм. Диск имеет отверстие, несколько большее диаметра активатора, и является держателем кассеты. Аналогичный диск накладывается сверху кассеты. Вертикальный канал в блоке-замедлителе служит для прохода источника нейтронов *5*, укрепленного на подвижной трубе *6*. Источник нейтронов (плутоний-бериллиевый с выходом  $4,3 \cdot 10^6$  нейтр./сек) в нерабочем положении помещается в защитном парафиновом блоке *7*. Свинец *18* используется для защиты детектора от излучения. Ограничитель *19* фиксирует каретку в рабочем положении. Под кареткой находится держатель *10* активатора, который представляет собой брус из оргстекла. Держатель, находясь в крайнем правом положении (см. рис. 1), служит опорой для активатора; перемещение его влево освобождает активатор, который за счет собственного веса по каналу *11* подается в измерительный домик *12* и надевается на детектор *13*. Детектор (три счетчика типа СТС-6) крепится во втулке *14*, которая может выдвигаться из домика.

Порядок работы на НРУ заключается в следующем. Источник нейтронов устанавливается в верхнее положение, держатель — в крайнее правое. В канал каретки вставляется кассета с пробой и активатор, укладывается кадмийевый диск, и каретка передвигается вправо до упора в ограничитель. Источник устанавливается в нижнее, рабочее положение (внутрь активатора), и этот момент считается началом времени облуче-

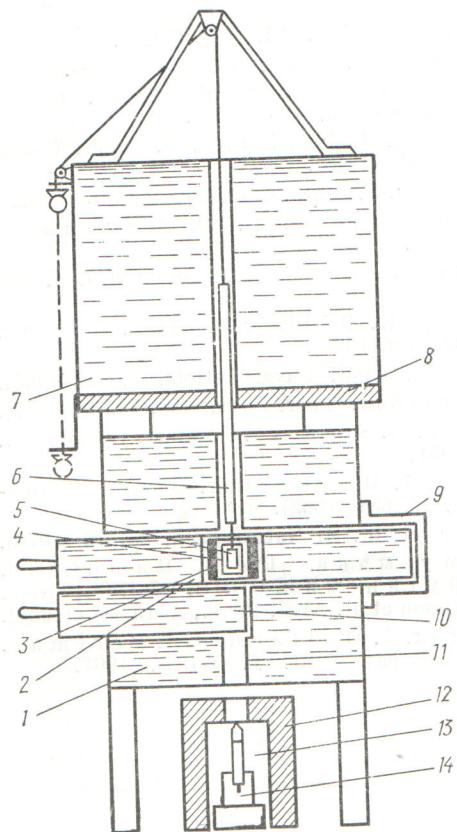


Рис. 1. Схема НРУ с центральным расположением источника.

Значения относительной среднеквадратичной ошибки определения скорости счета при различной геометрии измерений

Тип продукта; содержание бора, %	Вес пробы, г	Содер- жание бора, г	Ошибка измерения скорости счета	
			один источник внутри активи- затора	два источни- ка вне активи- затора
Бор кристал- лический (98)	116,6	114,1	1,25	1,35
Бор мелкокри- сталлический (98)	38,6	37,8	7,1	6,8
Бор коричне- вый (94,66)	67,3	63,7	2,0	2,1

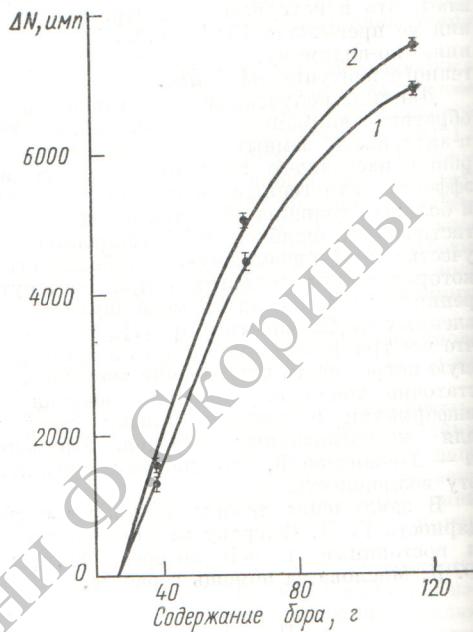


Рис. 2. Зависимость скорости счета резонансных нейтронов от содержания бора при измерении с одним источником внутри кассеты (1) и с двумя источниками вне кассеты — в замедлителе (2).

чения  $t_0$ . Спустя время  $t_0$  источник убирается, держатель сдвигается влево на 5–6 см и активатор подается в измерительный домик. После паузы  $t_{\text{п}}$  (окончание облучения — начало измерения) включается пересчетный прибор ПП-12 и в течение времени  $t_{\text{и}}$  измеряется наведенная активность активатора. Время  $t_0$  составляло 2 мин,  $t_{\text{п}} = 8$  сек и  $t_{\text{и}} = 100$  сек.

В качестве проб применялись продукты с содержанием бора 86–98%. (см. таблицу). На рис. 2 приведены результаты определения в пробах бора. Здесь показана зависимость разности  $\Delta N$  скоростей счета от содержания бора, причем уменьшаемым служит скорость счета от пробы, содержащей 86% бора. Ошибка измерения скорости счета (см. таблицу) составляет несколько процентов при длительности полного цикла измерений, равной нескольким минутам. Для того чтобы сопоставить точность, полученную при данной геометрии измерений, с точностью в случае, когда источник нейтронов находится вне кассеты, НРУ была переконструирована: ликвидированы позиции 7, 8 (см. рис. 1), а источники нейтронов (два с общим выходом  $8,6 \cdot 10^6$  нейтр/сек) помещены в центральной части блока-замедлителя. Порядок работы отличался от описанного выше лишь тем, что началом  $t_0$  считалась момент установки кассеты с активатором в положение облучения. Времена  $t_0$ ,  $t_{\text{п}}$  и  $t_{\text{и}}$  были такими же. Результаты измерений представлены на рис. 2 (кривая 2) и в таблице. Рисунок и таблица наглядно демонстрируют преимущество той геометрии, когда источник помещается внутри активатора, так как ошибки измерений в обоих случаях примерно одинаковы, а активность источника нейтронов может быть уменьшена вдвое, если его размещать внутри активатора.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Ю. Г. Фадееву и Г. А. Сычеву за участие в конструировании установки.

Поступило в Редакцию 14/X 1970 г.

В окончательной редакции 17/XII 1970 г.

## ЛИТЕРАТУРА

- Б. С. Вахтин, Е. М. Филиппов. «Геология и геофизика», № 2, 72 (1970).
- Р. Г. Гамбарян, Е. В. Рогов, А. С. Штань. «Атомная энергия», 25, 237 (1968).
- Б. С. Вахтин, Е. М. Филиппов. «Геология и геофизика», № 2, 101 (1968).

## Продольная устойчивость пучка в линейных индукционных системах

В. К. Гришин

В настоящее время активно исследуются различные методы получения интенсивных пучков ускоренных частиц. Одной из перспективных в этом отношении систем являются линейные индукционные ускорители (ЛИУ), простота и надежность эксплуатации которых открывают широкие перспективы в их применении [1, 2]. Однако и здесь при больших токах появляется практическая неустойчивость пучка, нарушающая его однородность.

Ускоряющая система ЛИУ представляет собой набор кольцевых индукторов с ферромагнитным сердечником. Поэтому частицы движутся в ферромагнитном канале, причем магнитная проницаемость его сердечника  $\mu \gg 1$ . Уже при сравнительно небольших скоростях выполняются условия своеобразной черенковской неустойчивости [3]  $\mu\beta^2 > 1$ , где  $\beta$  — отношение скорости частицы  $v$  и скорости света  $c$  в вакууме. Это положение подкрепляется следующими простыми физическими соображениями. При возникновении малых возмущений плотности возбуждается дополнительное поле, кулоновская составляющая которой будет способствовать рассасыванию, а вихревая индукционная часть — нарастанию неоднородности тока. При  $\mu\beta^2 > 1$  последнее явление преобладает и пучок теряет продольную устойчивость.

Для конкретных оценок рассмотрим бесконечную систему кольцевых индукторов ЛИУ, расположенных вдоль оси  $z$ . Состояние пучка в такой системе можно описать кинетическим уравнением, которое определяет изменение плотности частиц  $F$  в фазовом пространстве координаты  $z$  и продольного импульса  $P_z$ :

$$\frac{\partial F}{\partial t} + e\mathcal{E} \frac{\partial F}{\partial P_z} + v \frac{\partial F}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

предполагается, что частицы с зарядом  $e$  движутся вдоль оси  $z$  в канале ускорителя со скоростью  $v$ ; их движение изменяется под действием продольного электрического поля  $\mathcal{E}$ . Отвлекаясь от поперечного движения частиц (это допустимо, если рассматривать продольные возмущения, длина которых много больше поперечных размеров пучка), предполагая его устойчивость, можно сказать, что  $F$  совпадает с линейной плотностью тока частиц со скоростями  $v$ . Полный ток пучка равен

$$J = e \int_{-\infty}^{\infty} v F dP_z. \quad (2)$$

Собственное поле пучка определяется взаимодействием частиц с ферромагнитным окружением. При

УДК 621.384.65

условии  $\mu\beta^2 \gg 1$  кулоновской составляющей можно пренебречь [4], а вихревая составляющая будет описываться с помощью обычных понятий самоиндукции кольцевой системы [5]:

$$\mathcal{E}_F \approx -\frac{\bar{\mu}l_0}{c^2} \cdot \frac{\partial J}{\partial t}, \quad (3)$$

где  $\bar{\mu}l_0$  — среднее значение коэффициента самоиндукции единицы длины системы. При длине волны возмущения заметно больше поперечных размеров индукторов (подробнее о конструкции индукторов см. в работе [2])  $l_0 \simeq 2 \ln R/r$ , где  $R$  и  $r$  — максимальный и минимальный радиусы индукторов. Поле  $\mathcal{E}_F$  практически постоянно по сечению камеры.

Учитывая, что  $F = F(z-vt)$ ,

$$\mathcal{E}_F = \bar{\mu}l_0 \frac{\partial}{\partial z} \int_{-\infty}^{\infty} \beta^2 F dP_z. \quad (4)$$

Малые возмущения однородного бесконечного пучка будут описываться как:

$$F \approx F_0(P_z) + f(t, P_z, z), \quad (5)$$

где  $f \ll F_0$ . Очевидно,  $F_0$  не создает поле, и линеаризованное кинетическое уравнение после преобразования Фурье по  $z$  и Лапласа по времени приобретает вид:

$$p f_k + ik \bar{\mu} l_0 \frac{\partial F}{\partial P_z} \int_{-\infty}^{\infty} \beta^2 f_k dP_z + ikv f_k = f_0, \quad (6)$$

где  $f_0$  — начальное возмущение (внешнее поле не учитывается).

Согласно обычной методике анализа кинетического уравнения [6] асимптотическое плаведение возмущения будет определяться корнем  $p$  уравнения

$$1 = ik \bar{\mu} l_0 e^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\beta^2 \frac{\partial F_0}{\partial P_z}}{p + ikv} dP_z, \quad (7)$$

имеющим наибольшую действительную часть. Для примера рассмотрим распределение

$$F_0 = \begin{cases} J/(2ev_0\Delta) & \text{при } |P_z - P_0| \leq \Delta, \\ 0 & \text{при } |P_z - P_0| > \Delta, \end{cases} \quad (8)$$